平面液膜噴流界面における微細しま状波の実験観察*

橋本 弘之^{*1}, 鈴木 孝司^{*2}

Experimental Observation of Fine Interfacial Waves on a Plane Liquid Jet

Hiroyuki HASHIMOTO and Takashi SUZUKI

A fine striped interfacial wave pattern was observed on the thin liquid sheet jet in a cocurrent gas stream. The experiment revealed that this wave pattern affected the disintegration of a liquid sheet. In order to clarify the significant factor of the liquid jet wave motion, the fine interfacial waves on a plane liquid jet in a stationary atmosphere were also investigated experimentally. The interfacial waves were classified into the following five patterns: smooth, two-dimensional wave, modified two-dimensional wave, pebble wave and sandpaperlike wave. The fundamental mechanism of the fine interfacial wave was investigated by developing an optical measuring device.

Key Words: Jet, Wave, Stability, Flow Measurements, Flow Visualization, Atomization, Turbulence, Transition, Unsteady Flow

1. 結 言

気体中での液体噴流の崩壊現象は液体微粒化やジェットカッティング技術、紙やフィルム製造技術などに関連して興味深い問題である⁽¹⁾。ことに、大量の微粒化が容易な高速気流中の液体薄膜噴流では、その崩壊に直接関係する周期的な液膜変動が、主として気液間の相対速度にもとづく界面の不安定性に起因して発生することが、明らかにされている⁽²⁾⁽³⁾。しかし、最近の著者らの研究⁽⁴⁾によれば、このような液膜のノズル直後の滑らかな界面に微細なしま模様の変動波が初生し、この波が成長して液膜の崩壊過程に少なからず影響を及ぼす可能性があることが示唆された。一方、液膜流れの界面の性状に関しては、平板に沿う液膜流れ⁽⁵⁾や円形板の外周端から気体中に流出する放射状自由液膜流れ⁽⁶⁾について調べられている。しかし、これらの流れは、本報で対象としている二次元スリット状ノズルから噴出する平行平面状の液膜とは内部の速度分布が異なり、液膜界面に初生するしま模様の変動波の構造やその成長過程についてはまだ不明な点が多い

状況にある。ことに、この微細なしま模様の変動波が成長して液膜が崩壊に至る過程は、液膜微粒化特性の改善にも密接に関与するので、このような液膜界面の性状について、さらに詳細な本質的吟味が必要である。

そこで本研究では、液膜崩壊の根本原因を追求するため、これまでの研究よりさらに微視的視野に立った液膜界面の観測とその詳細な検討を行った。すなわち、従来の研究成果を踏まえて、まず、気流中の液膜噴流界面に初生するしま模様の変動波が、液膜の崩壊過程に及ぼす影響を吟味した。次に、液膜噴流界面の基本的な流動特性を明確にするため、平行平面状の液膜を静止気体中に噴出させ、今回新たに考案した光学的界面傾角計測装置を用いて、変動波の基本形態やその成長過程などをより詳細に明らかにした。さらに、これらの結果を流体力学的に検討して、これまで不明であった液膜噴流界面の微視的な変動特性を明らかにした。

2. 主 な 記 号

h : 液膜厚さの半分

h_0 : ノズル出口すきまの半分

L : 界面とプローブとの距離

* 原稿受付 平成元年8月7日。

^{*1} 正員、東北大学流体科学研究所 (〒980 仙台市青葉区片平2-1-1)。

^{*2} 正員、東北大学大学院 (〒980 仙台市青葉区荒巻字青葉)。

l : 光線の像のずれ距離

n : 屈折率

Re : レイノルズ数 $= u_0 h_0 / \nu$

u_0 : 液体のノズル出口断面平均速度

We : ウェーバ数 $[(2\rho h_0 u_0^2 / \sigma)^{1/2}]$ の逆数の二乗
 $= \sigma / (2\rho h_0 u_0^2)$

x, y, z : 座標系

α : 波数

ξ : 界面の傾角 $= \partial\eta/\partial x$

η : 界面の変位

θ : 反射・屈折角

ν : 液体の動粘度

ρ : 液体の密度

σ : 液体の表面張力

3. 気流中の液膜噴流の挙動

図1に並行気流中の液膜噴流の挙動の模式図を示す。使用液体は水道水であり、フィルタで直径 $1\mu\text{m}$ 以上のごみなどを取り除かれた後、液体噴出ノズルに供給される。実験装置は前報⁽⁴⁾と同じものを使用した(詳細は前報参照)。液体噴出速度より十分高速な気流中の液膜は、一般に、気液間の相対速度にもとづく界面の不安定性に起因して、ノズル出口直後から両界面同位相で周期的に変動し始める。これは流れ方向に進行しながら急激に成長する比較的波長の長い変動波であり、液膜変動は主としてこの大振幅波に支配される。液体の噴出速度、すなわち、レイノルズ数が小さい場合は、図2(a)に示すように、この大振幅の液膜変動波の成長とともに、流れと直角方向にも振幅の小さな波が発生する。しかし、液体の噴出速度がある程度大きくなり、レイノルズ数がおおむね400程度以上となると、ノズル出口よりやや下流の液膜の界面には、図2(b)に示すような微細なしま模様の変動波(以下、しま状変動波と呼ぶ)が初生し始める。このとき、上述した流れ方向の大振幅の液膜変動には変化は見受けられないが、流れと直角方向の振幅の小さな波は観察されづらくなる(ここで、気流速度は液体噴出速度に比して十分大きいので、図2の(a)、(b)では気液間の相対速度はほぼ同じである)。このしま状変動波の波長は、大振幅の液膜変動の波長よりも十分短く(1/10程度)、また、気流速度などの周囲気体の条件にもほとんど依存しない。このことは、このしま状変動波が液膜と周囲気体との相互作用にもとづくものではなく、液膜内部のかく乱にもとづくものであることを示唆している。しま状変動波が発生しない場合には、液膜は図2(a)に示すように、流れ方向に進行する大振幅の液

膜変動によって周期的に分裂して細かな液滴を形成する。しかし、しま状変動波が発生すると、液膜は図2(b)に示すように、その振幅が大きくなる位置で気流により引きちぎられるように破断して、比較的大きな液塊を形成する。すなわち、液膜界面に発生する特徴的な微細なしま状変動波は液膜の崩壊過程に大きな影響を及ぼす。そこで、液膜崩壊過程の本質的解明に必要な基礎資料を得るため、このようなしま状変動波の基本形態や成長過程を、変動波が周囲気体の影響をほとんど受けないことをふまえて、変動波がより明りように観測できる静止気体中の平面液膜噴流によってさらに詳細に調べた。

図1 気流中の液膜の挙動の模式図

図2 気流中の液膜の崩壊過程

4. 静止気体中の液膜噴流の挙動

4.1 実験装置ならびに方法 図3に静止気体中の平面液膜噴流実験装置ならびに計測装置の概略を示す。図4に示すように、ノズル出口形状は長さ $W=100\text{ mm}$ のスリット状で、長手方向が鉛直面に一致するように配置されている。スリット幅 $2h_0$ は 0.2 mm から 1.0 mm の範囲で任意の値に設定できる。ノズル内部には入口部がラウンドマウス状の長さ 100 mm の助走流路があり、その壁面は十分滑らかに仕上げてある。触針法により計測した液膜の厚さ分布は、図5に示すように、その z 方向端部の縮流領域を除いておおむね一様であり、良好な二次元性を有する $-0.25 \leq z/W \leq 0.25$ の範囲を観測範囲とした。なお、助走流路における圧力損失の測定結果では、ノズル内部の流れはレイノルズ数が 700 程度以下では層流であり、特に卓越した周波数成分の乱れは観測されなかった。

液膜界面の様相は、図3に示すようにストロボ1による界面からの反射光、ならびにストロボ2による透過光によって観察した。一方、従来不明りようであった変動波の構造や成長過程をより詳細に調べるために、界面の傾角を光学的に精密に計測する装置を新たに試作した。液膜にレーザ光(波長 $0.6328\text{ }\mu\text{m}$ 、測定部

でのビームウエスト径 0.8 mm) を照射すると、液膜の両界面の傾角 ζ_1, ζ_2 に対応して、図6に示すような反射光ならびに透過光が得られる。本報で対象とする液膜は非常に薄く、かつ、界面で観察される変動波の振幅も非常に小さいので、光線の液膜への入口と出口の流れ方向位置のずれの影響は無視できる。したがって、ポジションセンサによって反射光ならびに透過光の像のずれ距離 l_1, l_2 を測定すれば、液膜の両界面の傾角を近似的に次式から求めることができる。

$$\zeta_1 = \frac{1}{2} \frac{l_1}{L} \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\zeta_2 = \zeta_1 - \frac{n_a}{n_w - n_a} \frac{l_2}{L} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 n_a, n_w はそれぞれ気体ならびに液体の屈折率である。なお、図6の破線で示す二次モードの反射光

図5 液膜厚さ分布

図3 実験装置概略

図4 液体噴出ノズル形状

図6 界面傾角の計測原理

の光強度は、一次モードのそれに比べて著しく弱いので、無視できる。本計測器による角度の測定可能範囲は $|\theta| \leq 0.1$ rad であり、絶対精度は 10^{-3} rad 程度であるが、本報の目的である角度の時間的な微小変動の測定には非常に有効である。

4・2 流動形態 静止気体中の平面液膜噴流界面の様相を瞬間写真によって観察した一例を図7、8に示す。図7はストロボ1による反射光で、図8はストロボ2による透過光で撮影した。図7、8から明らかなように、静止気体中の液膜では、気流中の液膜で観察された流れ方向に成長する大振幅の液膜変動は発生しづらい。しかし、気流中の液膜で観察されたものと同様のしま状変動波が観察されたほか、気流中の液膜では観察されなかった変動波も観察された。そこで、液体噴出速度の増加にともなう界面性状の変化を、いくつかの代表的流動形態に大別して説明する。ここで、変動波の分類と命名は平板に沿う液膜流れ⁽⁵⁾や放射状

液膜流れ⁽⁶⁾のそれらをも参考にした。

液膜噴出速度が比較的小さい場合、図7(a)に示すように液膜界面は滑らかな鏡面状である。これを平滑面流れ (Smooth Flow, 図7(a)中では Smooth と略記) と呼ぶこととする。

液膜噴出速度が大きくなると、図7(b)に示すように、ノズル出口よりやや下流の滑らかな液膜界面に、気流中の液膜で観察されたものと同様の二次元的なごく微細なしま状変動波が観察されはじめる。このような流れを二次元波流れ (TD-Wave Flow) と呼ぶこととする。この波の進行速度は液体噴出速度と同じオーダーであり、無次元波数は液体噴出速度や流れ方向位置によらずほぼ一定で $ah_0 \sim 0.8$ である。このような二次元的な初生波は図7(b)に示すように反射光では明りように観察できるが、図8(b)に示すように透過光ではほとんど観察できない。したがって、この二次元波は液膜の両界面がほぼ同位相で変動するきわめて微小

図7 静止気体中の液膜界面の流動形態 (反射光による観察)

図8 静止気体中の液膜界面の流動形態 (透過光による観察)

な変動波であると推察される。

液体噴出速度がより大きくなると、図7(c)に示すようにしま状変動波も発達してくる。この波は、流下するにしたがい局所的に成長して、より明りょうなしま模様が観察されるようになる。これを発達した二次元波流れ(TD'-Wave Flow)と呼ぶこととする。この局所領域は、図8(c)に示すように、透過光でも明りょうに観察できる。しかも、下流では比較的大きくなくぼみとして観察される。したがって、この領域での振幅は前述の二次元波のそれよりもより大きく、両界面の変動の振幅や位相に若干の差異を生じているものと思われる。

液体噴出速度がさらに大きくなると、図7(d)に示すように、二次元波がさらに成長して局所的にくぼみ状のスポットが形成され、界面は小石をならべたような様相を呈する。これをペブル波流れ(P-Wave Flow)と呼ぶこととする。図8(d)に示すように、より下流の界面がペブル波の成長により不規則な変動となることから、ペブル波は液膜全体の挙動に大きな影響を及ぼしているものと思われる。

さらに大きな液体噴出速度の範囲では、ノズルよりやや下流の界面では、発達した二次元波やペブル波が観察されるが、それよりさらに下流の界面では、図7(e)に示すようにサンドペーパー状の変動波が観察される。これを乱流状態の噴流と考え、じょう乱波流れ(S-Wave Flow)と呼ぶことにする。図8(e)に示す透過光による観察を考慮すれば、このような流れはペブル波の発生頻度が増加し、ペブル波が互いに合体して形成されるものであることがわかる。

このような液膜界面の変動波の基本的な性質をさらに詳しく調べるために、スピーカによって界面に種々の周波数成分の圧力変動を加えてみたが、流動形態にはほとんど変化は見られなかった。一方、動電形加振機によりノズルを y 方向に加振したところ、加振により変動波がより成長しやすくなることがわかった。また、ノズルの出口近傍の小さな傷などによっても流動形態は大きな影響を受けることがわかった。これらのことは、本報で注目している液膜界面の特徴的な微細なしま状変動波は、気液間の相対速度にもとづく界面の不安定性によるのではなく、内部の速度分布に変曲点を持つ液膜噴流の内在的不安定性によることを裏付けている⁽⁷⁾。すなわち、液膜内部の微小かく乱が成長して界面に変動波を発生させるものと推察される。

4・3 遷移過程の考察 以上の観察結果を考慮して、 x/h_0 が150以内の液膜界面に上記の流動形態が観察される範囲を、レイノルズ数ならびに液膜の慣性力

にもとづくウェーバ数で整理して、図9に示す(液体の噴出速度は図9の左下から右上に増加している)。図9より、二次元波が観察されはじめる臨界の Re は、本実験の範囲ではおおむね一定で、約450であった。このことは、二次元波の初生には表面張力があり関与しないことを示している。一方、本実験で用いたノズル内部の流れは、 Re が700程度以下では層流であると考えられることから、二次元波の初生はノズル内部の流れの乱流遷移とは直接対応しない。したがって、変動波の初期発生原因の追求には、より高精度の界面変動の計測や流れの不安定性に対する理論解析なども考慮して、総合的に検討する必要がある⁽⁷⁾。

また、二次元波と発達した二次元波との遷移境界の Re やペブル波との遷移境界の Re は、 We により大きく変化する。これは、二次元波のようなきわめて振幅の小さな変動波の初生には We はそれほど大きな影響を及ぼさないが、変動波が成長すると、表面張力がその遷移を抑制するためと考えられる。また、液膜が比較的厚く We が比較的大きい場合には、液体噴出速度を次第に増加させると、ペブル波が観察されることなくじょう乱波流れになる。この場合は、ノズル出口から乱れた界面が観察されることから、これは二次元波が成長してペブル波に遷移するより小さい流速で、ノズル内部の流れが乱流に遷移するためと考えられる。

以上に述べたように、液体噴出速度が増加すると、まず、微小な初期かく乱が自由噴流内部で二次元的に成長する。次に、二次元的変動波が三次元化して液膜内部の渦度の集中をまねき、変動波のスポットが形成されるようになる。さらに噴出速度を増加すると、変動波のスポットが界面全体を覆い、ついには液膜界面は乱流に遷移すると考えられる。このような変動波のスポットの様相は境界層の乱流遷移過程で発生するヘアピン渦による乱れの様相⁽⁸⁾と類似している。また、

図9 流動形態区分線図 ($50 \leq x/h_0 \leq 150$)

図 10 界面傾角の計測例 ($h_0 = 0.21$ mm, $Re = 500$, $We = 0.026$)

本研究で対象としている平面液膜噴流は、平板に沿う液膜流れ⁽⁵⁾ (気流速度が比較的に遅い場合) や放射状液膜流れ⁽⁶⁾ とは流れ場が異なるので、界面性状をそれらと直接対比できないが、おおむね同じ傾向を示し、これらの乱流遷移過程が本質的に類似していることを示している。しかし、平行平面状の液膜噴流には固体壁による変動波成長の抑制効果や流れ方向に対する局所レイノルズ数の急激な変化がなく、個々の変動波が容易に観察され、微視的な流動形態がより明確になった。

4.4 界面傾角 液膜噴流の乱流遷移と密接な関係がある界面変動の強さをさらに精密に定量的に把握するため、新たに試作した界面傾角計測装置を用いて、液膜の両界面の傾角を同時に計測した。一例を図 10 に示す。図 10 には、両界面の傾角 ζ_1 , ζ_2 の時間変動 (I) とそれらの相互相関 (II) の流れ方向位置に対する変化を示した。図 10 (a) より、写真観察ではほとんど変動波が確認できないノズル出口直後 ($x/h_0 = 10$) の界面が、きわめて小さな振幅で周期的に変動していることがわかる。また、両界面の変動はほぼ同振幅で、位相関係は同位相であることが相互相関波形よりわかる。さらに、図 10 (b), (c) に示すように、変動波は流下するにしたがって成長することもわかる。なお、図 10 にはこの短周期の変動のほか、比較的に周期の長い (0.7 ms 程度) うなりに似た変動も観察されるが、最も顕著な変動は短周期のものである。

次に、変動波の成長に及ぼす Re の影響を調べるた

図 11 界面傾角変動強度の流れ方向の変化

めに、液体の噴出速度を変えて界面傾角の変動強度の流れ方向の変化を測定した。結果を図 11 に示す。図 11 では、界面傾角の時間変動強度を定量的に示すために、その二乗平均根偏差を示した。すなわち、界面に変動波が明りように観察される流れ方向位置に対する界面の傾角の変化を、 Re の 450 から 600 までの範囲について示した。これよりさらに大きな Re の範囲 (バブル波流れの領域) では傾角変動の振幅が大きくなるために本計測器での連続的な測定は困難であった。また、

図 12 界面の長時間露光写真

これよりさらに小さな Re の範囲(平滑面流れの領域)では、きわめて小さな傾角変動が観察されたが、計測精度上、厳密な定量的測定は困難であった。図 11 より、 Re が大きいほど界面の変動が強いこと、ならびに、いずれの Re においても二つのピークが存在すること(図 9 の流動形態の分類は、主にこれらのピークの下流での界面性状に対応している)がわかる。また、長時間露光観察によっても、図 12 に示すように二つのピークに対応した比較的大きなしま模様を観察された。これらのピークは写真上の白い帯に対応する。

そこで、界面傾角変動のパワースペクトルの流れ方向の変化を調べた。結果を図 13 に示す。図 13 より、図 11 の変動強度の第 1 ピークより上流では、変動のスペクトルには周波数幅の広い一つの山が存在し、流下するにしたがい変動強度の増加に対応して山は高くなる。しかし、第 1 ピークの下流で変動波がいったん減衰する位置では、スペクトルの山は二つに分かれる。これは、変動波の成長にともない液膜内部流れの渦度分布に変化が生じ、それによって新たな変動波が成長するためと思われる。図 11 の第 2 ピークの位置では図 13 のスペクトルには再び一つの高い山があらわれるが、第 2 ピークの下流ではこの山が再び二つに分かれ、より周波数幅の広いスペクトルに変化する。このようなスペクトルの変化は、内部の速度分布の変化や非線形波動の干渉などによって液膜流れが複雑になることに対応するものと考えられる。

図 7 との対応からも明らかなように、図 11, 13 の結果は液膜崩壊に関与するしま状変動波の変動特性の特徴を示している。すなわち、以上の結果は界面の変動特性がノズルからの距離によって大きく変化することを示すもので、液膜の微粒化をともなう応用機器の性能向上に有益な基礎資料である。

5. 結 言

液膜噴流界面で観察される特徴的な変動波の性状を

図 13 界面傾角変動のパワースペクトル

実験的に明確にした。結果を要約して以下に示す。

(1) 気流中の液膜噴流界面に初生する特徴的な微細なしま模様の変動波は、液膜の液塊状分裂を促し、液膜の微粒化特性に大きな影響を及ぼすことを実験的に明らかにした。

(2) 二次元スリット状ノズルから静止気体中に噴出される平面液膜界面の流動形態は五つの代表的なパターンに大別される。それらが発生する範囲をレイノルズ数とウェーバ数を用いて示した。

(3) 静止気体中の平面液膜界面のしま模様の変動波は、両界面がほぼ同振幅・同位相の周期的変動であり、界面傾角の時間変動強度はノズルからの距離に対して二つのピークを持つ。また、そのパワースペクトルもノズルからの距離により大きく異なることを示した。

文 献

- 1) 小池・ほか2名, 流体力学, 4, 1 (1987), 2.
- 2) 小池・橋本, 機論, 51, 463, B (1985), 856.
- 3) 小池・橋本, 機論, 51, 470, B (1985), 3336.
- 4) Suzuki, T. and Hashimoto, H., *Proc. 9th Int. Symp. Jet Cut. Technol.*, (1988), 165.
- 5) 小池・ほか5名, 機論, 45, 390, B (1979), 172.
- 6) 小池・ほか2名, 機論, 53, 491, B (1987), 2007.
- 7) 本論文集 702 ページ.
- 8) 佐藤・藤田, 流体力学, 1986, 297, 東京大学出版会.